

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
“КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМ. ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО”
Факультет електроніки
Кафедра електронної інженерії

До захисту допущено
Завідувач кафедри
_____ В. І. Тимофєєв
“ ____ ” _____ 20 ____ р.


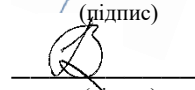
Дипломна робота

освітнього рівня «бакалавр»
за спеціальністю 153 мікро- та наносистемна техніка

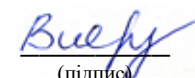
на тему: Дистанційна ідентифікація діелектричної тари для рідин

Виконав: студент 4 курсу, групи ДМ-61
Білевич Володимир Ігорович
(прізвище, ім'я, по батькові)

Керівник Проф., д.т.н., проф. Лошицький П. П.
(посада, вчене звання, науковий ступінь, прізвище та ініціали)


(підпис)

(підпис)

Рецензент доц., к. т. н., доц. Є. В. Вербицький
(посада, вчене звання, науковий ступінь, прізвище та ініціали)


(підпис)

Засвідчую, що у цій дипломній роботі немає
запозичень з праць інших авторів без
відповідних посилань.

Студент  _____
(підпис)

Київ - 2020 року

Національний технічний університет України
“Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського”

Факультет електроніки
 Кафедра електронної інженерії
 Освітній рівень «бакалавр»
 за спеціальністю 153 мікро- та наносистемна техніка

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

_____ В. І. Тимофєєв
 “ ____ ” _____ 20__ р.

ЗАВДАННЯ
НА ДИПЛОМНУ РОБОТУ

Білевичу Володимирі Ігоровичу
 (прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи «Дистанційна ідентифікація діелектричної тари для рідин»
 керівник роботи Лошицький Павло Павлович, Проф., д.т.н., проф.

(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом по університету від “ ____ ” _____ 20__ року № _____

2. Строк подання студентом роботи _____

3. Вихідні дані до роботи методи дистанційної ідентифікації тари за допомогою радіолокації

4. Зміст дипломної роботи (перелік питань, які потрібно розробити) розробка методів дистанційної ідентифікації тари; створення математичного апарату для моделювання експерименту; перевірка методів за допомогою математичної моделі;

5. Перелік графічного (ілюстративного) матеріалу (із зазначенням обов'язкових креслень, плакатів, презентацій тощо)
слайди презентації до захисту

6. Консультанти розділів роботи

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв

7. Дата видачі завдання «13» квітня 2020 року

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів виконання дипломної роботи	Строк виконання етапів роботи	Примітка
1	Аналіз літератури з теми	15 травня 2020	
2	Аналіз та розроблення методів ідентифікації тари	18 травня 2020	
3	Створення математичної моделі	25 травня 2020	
4	Перевірка методів за допомогою математичної моделі	27 травня 2020	
5	Аналіз отриманих результатів та написання висновків по роботі	29 травня 2020	
6	Оформлення пояснювальної записки дипломної роботи згідно вимог нормоконтролю	31 травня 2020	
7	Проходження перевірки на плагіат та нормоконтроль	1 червня 2020	

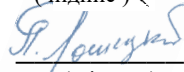
Студент


(підпис)

Білевич В.І

(прізвище та ініціали)

Керівник роботи


(підпис)

Лошицький П. П.

(прізвище та ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка: 37 с., 3 ч., 15 рис., 18 джерел.

РАДІОЛОКАЦІЯ, ТЕПЛОВИЙ ПОРТРЕТ, ДИСТАНЦІЙНА ІДЕНТИФІКАЦІЯ

Метою роботи є дослідження можливості використання ближньої радіолокації міліметрового діапазону хвиль для ідентифікації тари.

Об'єктом дослідження є методи дистанційної ідентифікації тари.

Предмет дослідження – математична модель дистанційної (безконтактною) ідентифікації закритої діелектричної тари.

Завдання роботи:

- розроблення методів дистанційної ідентифікації тари;
- створення математичного апарату для моделювання експерименту;
- перевірка розроблених методів за допомогою математичної моделі;

У першому розділі розглянуто результати експерименту [1] та фізичні закони, що пояснюють такі результати. На основі проведеного аналізу була розглянута принципова можливість ідентифікації тари двома методами. У другому розділі проаналізовані методи математичного моделювання оптичних систем, а саме методи геометричної оптики, які значно спрощують задачу розрахунку таких систем.

Третій розділ присвячений допрацюванню математичної моделі та перевірці методів ідентифікації, а також обробка та аналіз результатів.

Практичне значення результатів. Матеріали дослідження розширюють сферу застосування методів ближньої радіолокації для ідентифікації об'єктів. Розроблений метод дистанційної ідентифікації тари дозволяє дослідити характеристики тари циліндричної форми в умовах, коли це неможливо здійснити контактним методом. Ці методи можна використовувати під час митного контролю, перевірки вмісту поштових відправлень, виявлення фактів незаконного зберігання та транспортування заборонених рідин тощо.

ABSTRACT

Diploma work: 37 p., 3 p., 15 figures, 18 references.

RADIOLOCATION, THERMAL PORTRAIT, REMOTE IDENTIFICATION

The aim of the study is the fundamental possibility of using the near-radar millimeter-wave radar to identify containers.

The object of research is the methods of remote identification of containers.

The subject of research is a mathematical model of remote (contactless) identification of a closed dielectric container.

The starting point is the data of the experiment, during which thermal portraits of different containers with different liquids were obtained [1]. Analyzing these data, we can obtain additional results, namely the method of packaging identification.

Tasks of work:

- development of methods for remote identification of containers;
- creation of a mathematical apparatus for modeling the experiment;
- verification of the method using a mathematical model;

The first section considers the results of the experiment [1] and the physical laws that explain such results. Based on the analysis, the fundamental possibility of identifying containers by two methods was considered.

The second section analyzes the methods of mathematical modeling of optical systems, namely the methods of geometric optics, which greatly simplify the task of calculating such systems.

The third section is devoted to the refinement of the mathematical model and verification of identification methods, as well as processing and analysis of results.

The practical significance of the results. The research expands the scope of near-radar methods for object identification. The developed method of remote identification of containers allows to investigate the characteristics of cylindrical containers in conditions when it is impossible to do the contact method. These methods can be used

during customs control, verification of the contents of postal items, detection of illegal storage and transportation of prohibited liquids, etc.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	8
1 ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	10
1.1 Закони теплового випромінювання	10
1.2 Тепловий портрет об'єкту	13
1.3 Опис установки для вимірювань	14
1.4 Метод ідентифікації тари за відношенням сигналу до шуму	15
1.5 Ідентифікація тари методом кругових діаграм.....	16
1.6 Висновки до розділу 1	17
2 МАТЕМАТИЧНИЙ АПАРАТ РОЗРАХУНКУ	18
2.2 Багатошарові лінзи	19
2.3 Розрахунок багатошарових лінз	20
2.4 Розрахунок двошарових лінз	23
2.4 Висновки до розділу 2	25
3 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ПЕРЕВІРКА ШЛЯХОМ МОДЕЛЮВАННЯ	26
3.1 Постановка задачі	26
3.2 Розрахунок втрат при проходженні хвилі через границю двох середовищ ..	26
3.3 Моделювання методів	28
3.3 Обробка результатів	28
3.4 Висновки до розділу 3	34
ВИСНОВКИ.....	35
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ.....	36

ВСТУП

Стрімкий розвиток обчислювальної техніки і методів цифрової обробки даних дозволяє значно розширити можливості автоматизації процесу дослідження властивостей матеріалів. Останнім часом особливої актуальності набувають безконтактні методи досліджень, які можна використовувати в умовах, коли безпосередній доступ до об'єкту дослідження стає неможливим внаслідок його важкодоступності.

Наразі в Україні розроблено метод дистанційної температурної радіометричної ідентифікації рідин[1]. Автори експериментально довели доцільність використання радіолокаційних вимірювань для дистанційної ідентифікації рідин, у тому числі і вогнебезпечних, по зміні їхніх теплових портретів.

Детальне ознайомлення з запропонованим методом дає підстави зробити припущення, що аналогічний метод також доцільно використати для дистанційної ідентифікації матеріалу тари.

Таким чином, дослідження принципової можливості застосування радіометричних методів для ідентифікації тари, на сьогодні є *актуальним*.

Метою роботи є дослідження принципової можливості використання ближньої радіолокації міліметрового діапазону хвиль для ідентифікації тари.

Об'єктом дослідження є методи дистанційної ідентифікації тари.

Предмет дослідження – математична модель дистанційної (безконтактної) ідентифікації закритої діелектричної тари.

У якості відправної точки беруться дані експерименту, в ході якого були отримані теплові портрети різної тари з різною рідиною [1]. Аналізуючи ці дані, можемо отримати додаткові результати, а саме метод ідентифікації тари. Завдання роботи:

- розроблення методів дистанційної ідентифікації тари;
- створення математичного апарату для моделювання експерименту;
- перевірка методу за допомогою математичної моделі;

У першому розділі розглянуто результати експерименту [1] та фізичні закони, що пояснюють такі результати. На основі проведеного аналізу була розглянута принципова можливість ідентифікації тари двома методами. У другому розділі проаналізовані методи математичного моделювання оптичних систем, а саме методи геометричної оптики, які значно спрощують задачу розрахунку таких систем.

Третій розділ присвячений допрацюванню математичної моделі та перевірці методів ідентифікації, а також обробка та аналіз результатів.

1 ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1 Закони теплового випромінювання

Теплове випромінювання – випромінювання тілом електромагнітних хвиль за рахунок його внутрішньої енергії, яке відбувається при переході атома з одного енергетичного рівня на інший в результаті теплового руху і спостерігається при будь-якій температурі. Випромінювання має суцільний спектр (безперервний ряд довжин хвиль) з максимумом інтенсивності при певній довжині хвилі, що залежить від температури, і при термодинамічній рівновазі саме є рівноважним[2].

Основні характеристики теплового випромінювання

Потік випромінювання – відношення енергії випромінювання W до часу t :

$$\Phi = \frac{W}{t}.$$

Енергетична світність (A) тіла – потік енергії електромагнітних хвиль, які випускає одиницею площі поверхні випромінюючого тіла в усьому діапазоні довжин хвиль в усіх напрямках (в межах тілесного кута 2π).

$$R = \frac{d\Phi}{dS}.$$

Її розмірність – $[R] = \text{Вт} / \text{м}^2$. Енергетична світність залежить від температури тіла. Потужність випромінювання всього тіла визначається виразом

$P = \Phi = RS$, де R - енергетична світність тіла, S – площа його поверхні.

Випромінювальна здатність – спектральна густина енергетичної світності.

$$r_\lambda = \frac{dR}{d\lambda}.$$

Для інтервалу частот від ν до $\nu + d\nu$ або від ω до $\omega + d\omega$

$$r_\nu = \frac{dR}{d\nu} \quad r_\omega = \frac{dR}{d\omega}.$$

Енергетичну світність можна виразити через випромінювальну здатність тіла

$$R = \int_0^\infty r_\nu d\nu = \int_0^\infty r_\omega d\omega = \int_0^\infty r_\lambda d\lambda.$$

Поглинальна здатність тіла – відношення потоку енергії випромінювання $\Phi_{\text{погл}}$ в інтервалі частот від ω до $\omega + d\omega$, або в інтервалі хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$, поглинаючою одиницею площі поверхні тіла за одиницю часу, до падаючого потоку $\Phi_{\text{пад}}$:

$$a_{\omega} = \frac{\Phi_{\text{погл}\omega}}{\Phi_{\text{пад}\omega}} \quad a_{\lambda} = \frac{\Phi_{\text{погл}\lambda}}{\Phi_{\text{пад}\lambda}}.$$

Абсолютно чорне тіло – тіло, поглинальна здатність якого рівна одиниці для всіх довжин хвиль і частот. Сіре тіло – тіло, для якого поглинальна здатність менше одного і постійна для всіх довжин хвиль і частот[2].

Закон Кірхгофа.

Відношення випромінювальної здатності будь-якого тіла до його поглинаючої здатності рівна випромінюючій здатності абсолютно чорного тіла r_{λ}^* і являє собою універсальну функцію довжини хвилі і температури

$$\frac{r_{\lambda}}{a_{\lambda}} = f(\lambda, T) = r_{\lambda}^*.$$

При сталій температурі абсолютно чорне тіло має найбільшу випромінювальну здатність та енергетичну світність. Для сірих тіл енергетична світність $R' = aR^*$.

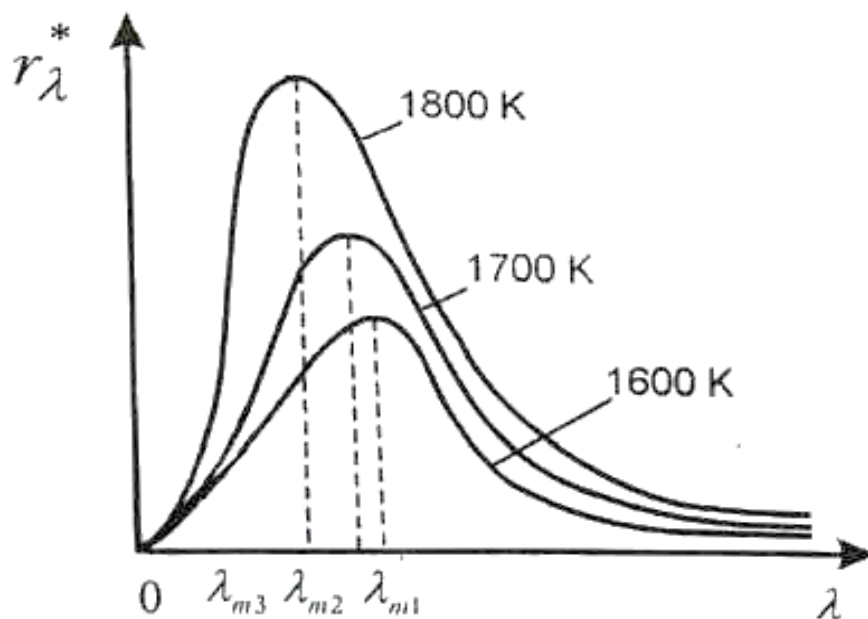


Рисунок 1.1 – Залежність випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла від довжини хвилі при 1600K, 1700K та 1800K[2]

Випромінююча здатність абсолютно чорного тіла росте з ростом температури, а її максимум зміщується в область більш коротких хвиль. Площа під кривою рівна енергетичній світності R^* .

Закон Стефана-Больцмана – енергетична світність абсолютно чорного тіла R^* пропорційна четвертій степені його температури

$$R^* = \sigma T^4$$

де $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ – постійна Стефана-Больцмана. Для сірого тіла

$$R' = a\sigma T^4$$

де a – поглинаюча здатність сірого тіла.

Закон зміщення Віна – показує залежність положення максимуму функції r_λ^* від температури

$$\lambda_m T = b$$

де $b = 2.9 \cdot 10^{-3} \text{м} \cdot \text{К}$ – постійна Віна, λ_m – довжина хвилі на якій буде максимум функції r_λ^* . Закон працює і для сірих тіл.

Функцію випромінюючої здатності абсолютно чорного тіла, яка задовольняє експериментальні дані, вдалося отримати Макс Планку, який припустив, що електромагнітна енергія випромінюється порціями (квантами), величина яких пропорційна частоті випромінювання $E = h\nu$, де $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – постійна Планка, ν – частота випромінювання.

Формула Планка:

$$r_\nu = \frac{h\nu}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT}-1}, r_\omega = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2c^2} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT}-1}, r_\lambda = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{h\nu/kT}-1},$$

де $r_\nu, r_\omega, r_\lambda$ – випромінюючі здатності абсолютно чорного тіла, λ – довжина хвилі, ν – частота, ω – циклічна частота, c – швидкість світла у вакуумі, k – постійна Больцмана, T – абсолютна температура, $\hbar = h/2\pi (5.67 \cdot 10^{-34}$ Дж · с)[4-6].

1.2 Тепловий портрет об'єкту

Всі тіла, температура яких вище абсолютного нуля мають власні слабкі теплові (шумові) радіовипромінювання, які обумовлені коливаннями атомів і молекул речовини, з якої складається об'єкт. Інтенсивність такого випромінювання може бути описана тепловим радіовипромінюванням, що є еквівалентом температурі абсолютно чорного тіла з яскравістю яка рівна яскравості джерела. Випромінювання реальних об'єктів часто відрізняється від випромінювання абсолютно чорного тіла, тому для врахування всіх відмінностей випромінювання реального об'єкта формально замінюють випромінюванням абсолютно чорного тіла, з тою ж інтенсивністю в заданому напрямі і тій самій поляризації[6-9].

Об'єкт може знаходитися в полі випромінювання інших джерел в такому випадку їх випромінювання додаються, а повне випромінювання визначається еквівалентною температурою реального джерела.

Для підвищення градієнту яскравісної температури об'єкту часто використовують так звану «підсвітку» - це джерело випромінювання, що впливає на об'єкт дослідження для збільшення його яскравості в оптичному або радіодіапазоні[10-11].

1.3 Опис установки для вимірювань

Для вимірювань теплових портретів використовують установку(рис 1.2) яка складається з джерела випромінювання, а саме люмінесцентної лампи яка розташована перпендикулярно до площини рисунка, приймача, який рухається по напрямній А-В, і закритої діелектричної тари[1].

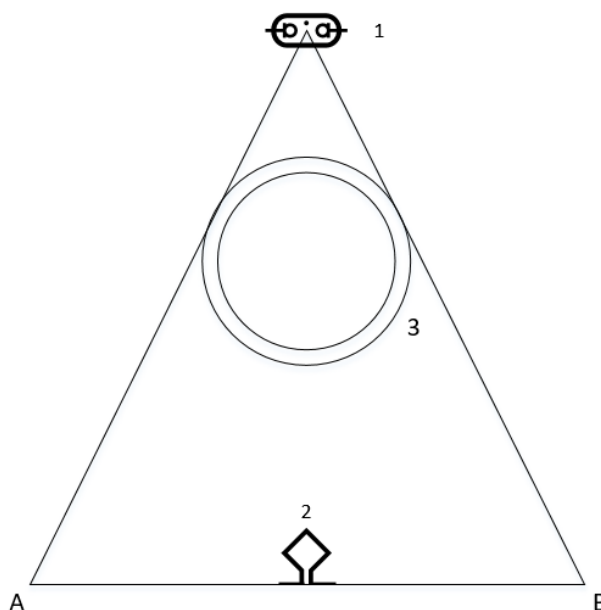


Рисунок 1.2 – Вимірювальна установка(пояснення в тексті)

В результаті вимірювань отримаємо подібні результати. На графіку (рис 1.3) показано результат для випадку коли в тарі є рідина, а саме бензин.

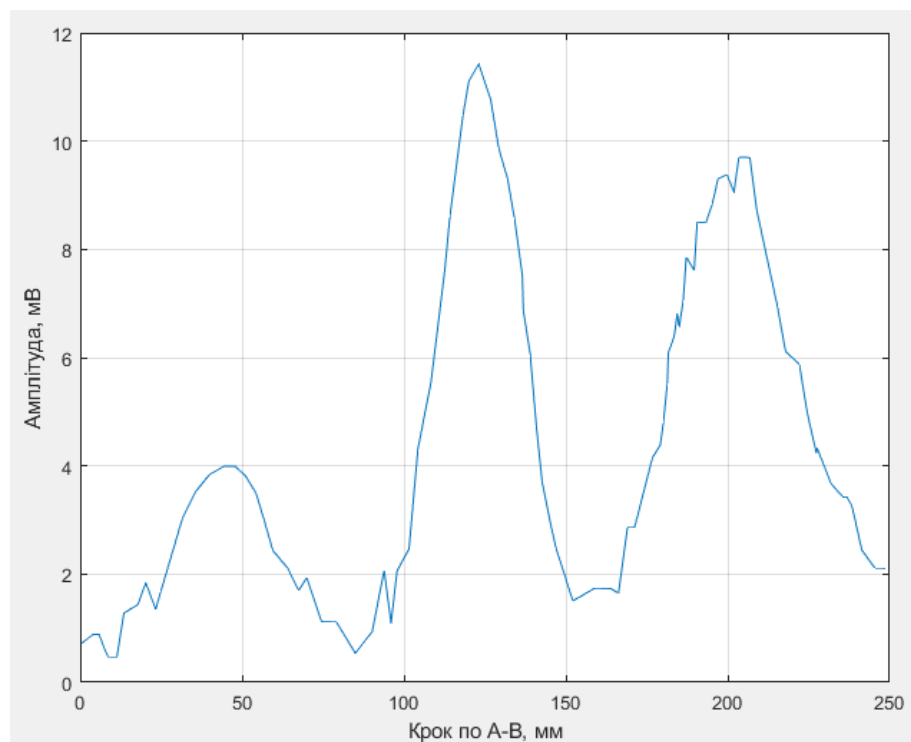


Рисунок 1.3 – Залежність амплітуди від координати[1]

На тепловий портрет в даному випадку впливають: джерело «підсвітки», спонтанні коливання рідини, які є результатом взаємодії молекул рідини між собою при наявності броунівського руху, і залежать від параметрів рідини. Також на амплітуду прийнятого сигналу впливає сама тара з рідиною.

1.4 Метод ідентифікації тари за відношенням сигналу до шуму

Було припущено що з отриманих в експерименті даних можна визначити не тільки рідину, а ще й матеріал тари. Як бачимо на графіку(рис 1.3) вихідний сигнал має три характерні області, а саме пік на початку, пік посередині та в кінці. На центральний пік впливають параметри рідини, а на бокові піки впливають параметри тари, а саме діелектрична проникність (ϵ). Чим більша діелектрична проникність тим більше матеріал поглинає і випромінює енергії, у вигляді шуму,

саме це випромінювання є результатом появи бокових піків. По співвідношенню сигналу до шуму ми можемо визначити діелектричну проникність об'єкту, і на основі цього зробити припущення щодо матеріалу з якого він виготовлений.

Тобто для того щоб ідентифікувати тару нам потрібно змодельовати установку вимірювань (рис 1.2), отримати графіки подібні до результатів експерименту, визначити з них діелектричну проникність на основі цих даних зробити припущення про матеріал.

1.5 Ідентифікація тари методом кругових діаграм

Діелектрична проникність розчинів $\varepsilon = \varepsilon_r - j\ddot{\varepsilon}_r$ записується за допомогою класичної теорії Дебая:

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{1 + i\omega\tau}$$

де ε_0 -статична проникність, ε_∞ -високочастотна проникність, ω -робоча частота, τ -час релаксації.

Виключивши з формули величину $\omega\tau$, бачимо що дійсна та уявна частина ε_r та $\ddot{\varepsilon}_r$, зв'язані через рівняння кола:

$$\left[\varepsilon - \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{2} \right]^2 + [\ddot{\varepsilon}]^2 = \left[\frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{2} \right]^2$$

Для практичного порівняння виміряних значень проникності з теоретичними значеннями, частіше використовують графічне представлення формули в виді нормованих величин $\varepsilon/\varepsilon_\infty$ та $\ddot{\varepsilon}/\varepsilon_\infty$, що виражені в функції параметру $\theta = \tan^{-1} \omega\tau$

Величина $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_\infty} = 1 + \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty} - 1 \right) e^{-j\theta} \cdot \cos \theta = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty} - j \frac{\ddot{\varepsilon}_0}{\varepsilon_\infty}$ на комплексній площині з

абсцисою $\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty}$ і ординатою $\frac{\ddot{\varepsilon}_0}{\varepsilon_\infty}$ являє собою півколо з центром в точці $\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty} = \frac{\varepsilon_0 + 1}{2}$ та

радіусом $\frac{\varepsilon_0 - 1}{2}$, він розміщений на горизонтальній осі так, що $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_\infty} = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty}$ при $\theta = 0$ і

$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\infty}} = 1$ при $\theta = \frac{\pi}{2}$. Максимум величини $\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\infty}}$ знаходиться в точці $\omega\tau = 1$.

Таким чином при збільшенні частоти і відповідно величини $\omega\tau$, значення комплексної величини діелектричної проникності переміщується по колу проти годинникової стрілки[3].

У випадку якщо ми будемо міняти не частоту а діелектричну проникність то в нас буде змінюватись відстань між боковими піками таким чином можна встановити залежність цієї відстані від діелектричної проникності.

1.6 Висновки до розділу 1

Проаналізувавши теплові портрети, можемо виділити на них три типових піки.

Центральний пік основним чином залежить від параметрів рідини, і утворюється в результаті взаємодії молекул рідини між собою при наявності броунівського руху.

Так як на два бокових піки впливають основним чином параметри тари, то вони представляють більший інтерес у випадку коли нас цікавить матеріал з якого виготовлена тара. Але важливими параметрами теплового портрету також є співвідношення між амплітудами випромінювання рідни та тари, тому будемо аналізувати та моделювати теплові портрети в такому ж вигляді як в результатах експерименту[1].

Опираючись на інформацію з джерел та дані експерименту, була представлена принципова можливість ідентифікації тари двома методами, для перевірки цих методів будемо моделювати експеримент за допомогою математичної моделі.

2 МАТЕМАТИЧНИЙ АПАРАТ РОЗРАХУНКУ

2.1 Загальні відомості про геометричну оптику

Електромагнітні поля описуються рівняннями Максвелла з відповідними граничними умовами. Вирішувати такі рівняння в загальному вигляді для випромінюючих систем складної форми громіздко і не завжди можливо, тому при вирішенні конкретних завдань обмежуються тим або іншим ступенем наближення[11].

Метод геометричної оптики, широко застосовуваний для розрахунку оптичних систем, є наближеним методом. Геометрична оптика є межа, до якого прагне хвильова, коли нехтують кінцівкою довжин хвиль. Оскільки видиме світло характеризується дуже короткими довжинами хвиль (порядку 10-5 мм), нескінченно малими в порівнянні з розмірами оптичних систем, то перехід при є хорошим першим наближенням, що дозволяє сформулювати основні закони оптики і вирішити багато оптичні завдання[12-13].

Геометрична оптика не відображає фізичної природи електромагнітних коливань, як це робить хвильова теорія (фізична оптика), а є лише зручним математичним апаратом для опису поширення хвилі через оптичну систему. Вона оперує лише абстрактними поняттями, тому багато з них по суті не збігаються з відповідними поняттями в фізичній оптики, хоча формально вони можуть бути ототожнені. Так, наприклад, в геометричній оптиці широко використовуються поняття джерела випромінювання і променю, причому під першим розуміється точка, яка не має розмірів і обсягу, а під другим - геометрична лінія, уздовж якої поширюється енергія. В обох випадках об'ємна щільність енергії нескінченно велика, що суперечить фізичної сутності цих понять[14-15].

Насправді як джерело, так і світлова трубка, яку ототожнюють з променем, мають реальні розміри, а отже, і цілком певні густини енергії. Ототожнити їх з відповідними поняттями геометричній оптики можна лише тоді, коли поперечні розміри світлової трубки малі у порівнянні з довжиною трубки, а розміри світлової

точки малі в порівнянні з відстанню, на якій спостерігається випромінювання. Незважаючи на відмінність, обидві теорії тісно пов'язані, доповнюють один одного і необхідні для розрахунку реальних оптичних систем.

Безпосередній розрахунок оптичних приладів та розробка конструкції здійснюються зазвичай на основі законів геометричної оптики. Однак повне розуміння роботи реальних оптичних приладів неможливо без застосування хвильової оптики, оскільки геометрична є лише першим наближенням і, природно, не дозволяє пояснити багато складних і тонких ефектів, які спостерігаються при проходженні світла через оптичну систему. Останні вимагають більш тонкого дослідження, яке можна здійснити тільки в рамках фізичної оптики.

У техніці надвисоких частот виявилось можливим застосувати метод геометричній оптики в тому випадку, коли ми маємо справу з коливаннями, що мають довжину хвилі, набагато меншу, ніж розміри антенної системи. Оскільки в дійсності довжина хвилі кінцева величина, то це наближення тим краще, чим більші розміри антени.

2.2 Багат шарові лінзи

Фокусуючі лінзи з неоднорідного діелектрика мають плоский фазовий фронт, якщо коефіцієнт заломлення в них змінюється безперервно. Виготовити такий діелектрик важко тому на практиці найчастіше роблять лінзи з декількох шарів, коефіцієнт заломлення яких постійний, але змінюється від шару до шару по деякому закону. Цілком природно, що фазовий розподіл в розкритті багат шарових лінз буде відрізнятися від необхідного. При розбитті на шари важливо вибрати коефіцієнти заломлення та товщини шарів так, щоб відхилення фазового розподілу були б мінімальними[16].

Можуть бути різні способи розбиття. Для того щоб вибрати найбільш доцільний, необхідно задати допустимі спотворення фазового фронту і визначити

параметри лінзи: мінімальне число шарів, їх товщину і коефіцієнти заломлення кожного шару, при яких величина фазових помилок не перевищувала б задану. Вирішити цю задачу в загальному вигляді важко.

Слід зазначити, що рішення може бути знайдено як за допомогою методу геометричної оптики, так і строгим методом з використанням рівнянь електродинаміки.

Строгий метод дозволяє враховувати поляризацію джерела, чого не можна зробити за допомогою методу геометричної оптики. Обчислення, природно, виконуються на ЕОМ, але і в цьому випадку розрахунки представляють певні труднощі через складність і великий обсяг обчислень.

Рішення за допомогою методу геометричної оптики значно простіше, однак одержувані при цьому результати менш точні, оскільки не враховуються явища дифракції на краю лінзи і на кордонах шарів.

2.3 Розрахунок багат шарових лінз

Розглянемо шарувату лінзу на прикладі часто лінзи Люненберга. Відображення на кордонах шарів і поглинання в діелектрику враховувати не будемо. Розглянемо лінзу одиничного радіуса з фокусом, розташованим поза лінзою в точці F з координатами R_0, π . Розіб'ємо її на N довільних шарів і позначимо радіус зовнішньої границі кожного шару з коефіцієнтом заломлення n_i через R_i , а кут виходу променя з фокусу як θ_1 (рис. 2.1). Крім того, позначимо кути падіння променя на i -й шар через β_i , а кути заломлення – через β_i' [16]. Відповідно до закону Снеліуса:

$$n_{i-1} \sin \beta_1 = n_i \sin \beta_i', i = 1, 2, 3 \dots N.$$

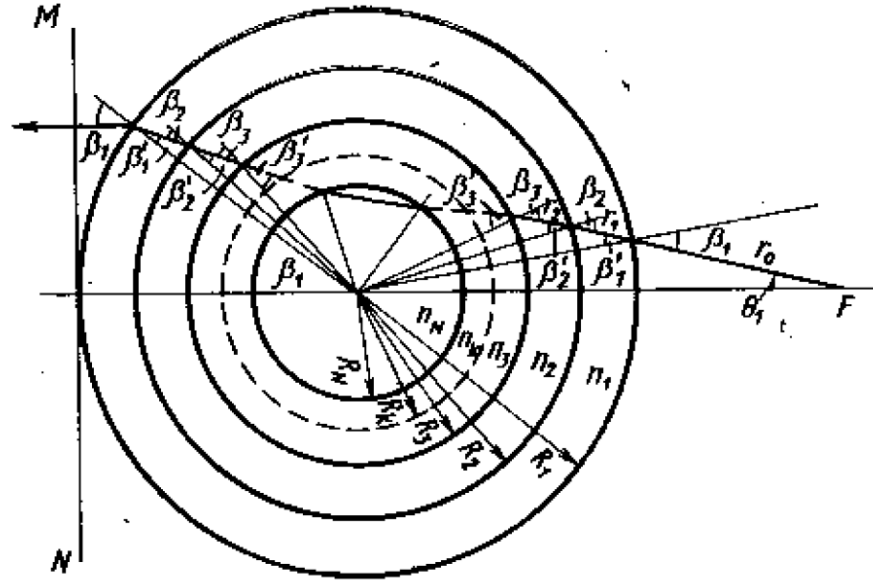


Рисунок 2.1 – Багатошарова лінза(пояснення в тексті)[16]

Кути β_i та β_i' можемо виразити через θ_1 .

$$\sin \beta_i = \left(\frac{n_i}{n_{i-1}} \right) \cdot \sin \beta_i' = \left(\frac{R_{i-1}}{R_i} \right) \cdot \sin \beta_{i-1}'.$$

Послідовно обчисливши всі β_i та β_i' отримаємо:

$$\sin \beta_1 = \left(\frac{R_0}{R_1} \right) \cdot \sin \theta_1, \quad \sin \beta_1' = \left(\frac{R_0}{R_1 \cdot n_1} \right) \cdot \sin \theta_1,$$

$$\sin \beta_2 = \left(\frac{R_1}{R_2} \right) \sin \beta_1' = \left(\frac{R_1}{R_2 \cdot n_1} \right) \cdot \sin \theta_1,$$

$$\sin \beta_2' = \left(\frac{R_1 \cdot n_1}{R_2 \cdot n_2} \right) \sin \beta_1' = \left(\frac{R_0}{R_1} \right) \cdot \frac{1}{n_2} \sin \theta_1.$$

В загальному вигляді

$$\sin \beta_i = \left(\frac{R_0}{R_i \cdot n_{i-1}} \right) \cdot \sin \theta_1, \quad \sin \beta_i' = \left(\frac{R_0}{R_i \cdot n_i} \right) \cdot \sin \theta_1.$$

Якщо припустити, що радіуси R_i і коефіцієнти заломлення n_i підібрані так, що на лінії MN створюється синфазний фронт, то для променів які проходять всі N шарів, буде виконуватися наступна рівність:

$$2 \sum_{i=1}^N (\beta_i - \beta_i') = \theta_1.$$

А для променів які проходять всі шари, крім N-го,

$$2 \sum_{i=1}^{N-1} (\beta_i - \beta_i') = \theta_1.$$

Які проходять тільки m шарів

$$2 \sum_{i=1}^m (\beta_i - \beta_i') = \theta_1.$$

При кінцевому числі шарів неможливо підібрати R_i і n_i так, щоб отримати в плоскому розкриві лінзи (лінії MN на рис. 2.1) строго синфазних фронт. Це можливо тільки при $N \rightarrow \infty$, тобто в лінзі з неоднорідного діелектрика. В багат шаровій лінзі ці рівності правдиві лише для деяких кутів θ_1 . Для решти кутів матимемо наступну рівність:

$$\psi = 2 \sum_{i=1}^N (\beta_i - \beta_i') = \theta_1$$

де ψ -кут який утворюється променем який виходить з лінзи з віссю X.

Ордината точки виходу променю з лінзи:

$$y = R_1 \cdot \sin(\beta_1 - \psi).$$

Ординати точок падіння променів на зовнішню границю i -го шару визначається з співвідношення:

$$y_i = R_i \sin(\sum_{k=1}^i (\beta_k - \beta_k') + \beta_i').$$

Для обрахунку при яких кутах θ_1 промені проходять всі N шарів, $(N - 1)$ шарів, m шарів, спочатку потрібно знайти θ_{1i} кутів, що торкаються зовнішньої границі цього шару.

Для них $\beta_i = 90^\circ$, відповідно:

$$\sin \theta_{1i} = \left(\frac{R_i}{R_0} \right) \cdot n_{i-1}.$$

Промені, що виходять з точки F під кутами $\theta_{1i+1} < \theta_1 < \theta_i$ обов'язково проходять i -й шар і не проходять $(i + 1)$ -й шар. Максимальний кут опромінення лінзи:

$$\theta_{1max} = \sin^{-1} \frac{R_1}{R_0}.$$

Також можна визначити і довжину оптичного шляху i -го променю, що виходить з точки F під кутом θ_{1i} . Візьмемо довжину шляху в i -му шарі як r_i

$$r_i = R_i \sin(\beta_{i+1} - \beta_i') / \beta_{i+1} \text{ або } r_i = R_i \cos \beta_i' - R_{i+1} \cos \beta_{i+1}.$$

Довжина оптичного шляху i -го променю від точки F до розкриву

$$L_i = 2 \sum_{i=1}^{N-1} r_i \cdot n_i + r_N \cdot n_N + r_0 + x, \text{ де}$$

$$x = R_1(1 - \cos(\beta_1 - \psi)) / \cos \psi; \quad r_N = 2 \cdot R_N \cdot \cos \beta_N'.$$

Враховуючи це можемо записати:

$$L_i = 2 \left[\sum_{k=1}^i (R_i \cdot \cos \beta_i' - R_{i+1} \cos \beta_{i+1}) \cdot n_i + R_N \cdot n_N \cdot \cos \beta_N' \right] \\ + R_0 \cos \theta_1 - R_1 \cos \beta_1 + x.$$

Для центрального променю $\theta_1 = 0$ оптичний шлях

$$L_0 = 2 \left[\sum_{k=1}^i (R_i - R_{i+1}) \cdot n_i + R_N \cdot n_N \right] + R_0 - R_1.$$

відповідно

$$\Delta L = L_0 - L_i = 2 \left(\left[\sum_{i=1}^{N-1} R_i n_i (1 - \cos \beta_i') \right] - \sum_{i=1}^{N-1} R_{i+1} n_i (1 - \cos \beta_{i+1}') \right) \\ + R_0(1 - \cos \theta_1) - R_1(1 - \cos \beta_1) - x.$$

Таким чином, користуючись отриманими вище виразами, можна обчислити фазові спотворення в розкриві багатопарової лінзи. Параметри лінзи R_i і n_i вважаються при цьому заданими.

2.4 Розрахунок двошарових лінз

До числа неоднорідних лінз можна умовно віднести двошарові лінзи. Розглянемо двошарову лінзу в загальному вигляді, як окремий випадок багатопарової.

Запишемо основні розрахункові формули, які ми отримали з формул попереднього підрозділу[16].

Для розрахунку кутів падіння та заломлення:

$$\sin \beta_1 = \left(\frac{R_0}{R_1} \right) \cdot \sin \theta_1, \quad \sin \beta_2 = \left(\frac{R_0}{R_1 \cdot n_1} \right) \cdot \sin \theta_1,$$

$$\sin \beta_1' = \left(\frac{R_1}{R_1 \cdot n_1} \right) \cdot \sin \theta_1,$$

$$\sin \beta_2' = \left(\frac{R_0}{R_2 \cdot n_2} \right) \sin \theta_1$$

$$\psi = 2(\beta_1 + \beta_2 - \beta_1' - \beta_2') - \theta_1.$$

Зміна оптичного шляху променів

$$\begin{aligned} \Delta L = & R_0(1 - \cos \theta_1) - R_1(1 - \cos \beta_1) + 2 \cdot n_1 \cdot R_1(1 - \cos \beta_1') \\ & - 2 \cdot n_1 \cdot R_2(1 - \cos \beta_2) + 2 \cdot n_2 \cdot R_2(1 - \cos \beta_2') \\ & - R_1(1 - \cos(\beta_1 - \psi)) - \cos \psi. \end{aligned}$$

Для малих кутів θ_1 можемо замінити синуси відповідними кутами, маємо:

$$2C \left(1 + \frac{R_1}{R_2 n_1} - \frac{1}{n_1} - \frac{R_1}{R_2 n_2} \right) = 1$$

де $C = \frac{R_0}{R_1}$. Величина R_1 визначається розміром розкриву і тому вона завжди

задана.

Промені які проходять обидва шари виходять з точки F(рис. 2.2) під кутами

$$\theta < \theta_1 < \sin^{-1}(R_2 n_1 / R_1).$$

Повний кут опромінення лінзи дорівнює

$$\theta_{1max} = \sin^{-1} \frac{1}{C}$$

як бачимо ці кути не залежать від коефіцієнту заломлення другого шару n_2

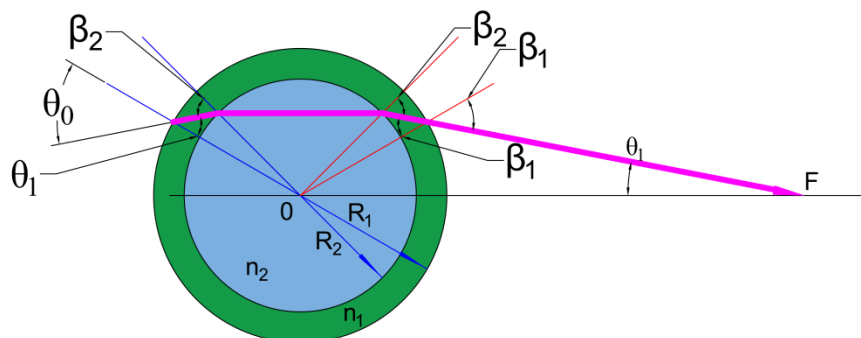


Рисунок 2.2 – Двошарова лінза(пояснення в тексті)

2.4 Висновки до розділу 2

Підсумовуючи написане в попередніх розділах робимо висновок, що ми можемо використовувати геометричну оптику для створення математичної моделі, так як тара в поперечному перерізі являє собою двошарову лінзу або для більш складних випадків багатошарову лінзу, і розмірі об'єктів менші ніж довжина хвилі.

3 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ПЕРЕВІРКА ШЛЯХОМ МОДЕЛЮВАННЯ

3.1 Постановка задачі

Метою розділу є експериментальна перевірка методу ідентифікації тари шляхом математичного моделювання. Для вирішення поставленої задачі було використано формули описані в розділах 2.2 та 2.3, а також формули для розрахунку відбиття та втрат потужності на границі розподілу двох середовищ з різною діелектричною проникністю(приклад розрахунку наведено у розділі 3.2).

3.2 Розрахунок втрат при проходженні хвилі через границю двох середовищ

Розрахунок проводився в програмному середовищі Mathcad14. Для прикладу наведемо розрахунок для кута $\theta_1 = 0$ (рис 3.1)[10].

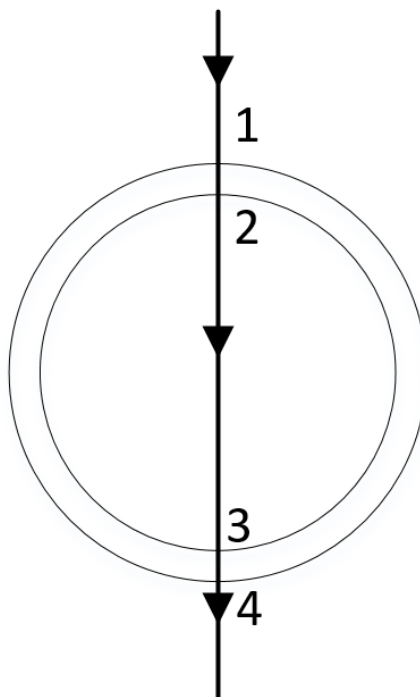


Рисунок 3.1 – Схематичне зображення кута $\theta_1 = 0$ (пояснення в тексті)

$$Zn1 := 1.5 \quad Zn2 := 2.2 \quad Z1 := 1 \quad Upad := 10$$

$$\rho_{n1n2} := \frac{Zn1 - Zn2}{Zn1 + Zn2} = -0.189 \quad \rho_{1n1} := \frac{Z1 - Zn1}{Z1 + Zn1} = -0.2 \quad \rho_{n11} := \frac{Zn1 - Z1}{Zn1 + Z1} = 0.2 \quad \rho_{n2n1} := \frac{Zn2 - Zn1}{Zn2 + Zn1} = 0.189$$

$$\begin{aligned} Uotr1 &:= \rho_{1n1} \cdot Upad = -2 & Uprosh1 &:= Upad - \rho_{1n1} \cdot Upad = 12 & Upad \cdot (1 - \rho_{1n1}) &= 12 \\ Uotr2 &:= \rho_{n1n2} \cdot [Upad \cdot (1 - \rho_{1n1})] = -2.27 \\ Uprosh2 &:= Uprosh1 - Uotr2 = 14.27 & Upad \cdot (1 - \rho_{1n1}) \cdot (1 - \rho_{n1n2}) &= 14.27 \\ Uotr3 &:= Uprosh2 \cdot \rho_{n2n1} = 2.7 & Upad \cdot [(1 - \rho_{1n1}) \cdot (1 - \rho_{n1n2})] \cdot \rho_{n2n1} &= 2.7 \\ Uprosh3 &:= Uprosh2 - Uotr3 = 11.57 \\ Uotr4 &:= Uprosh3 \cdot \rho_{n11} = 2.314 & Upad \cdot (1 - \rho_{1n1}) \cdot (1 - \rho_{n1n2}) \cdot (1 - \rho_{n2n1}) \cdot \rho_{n11} &= 2.314 \\ Uprosh4 &:= Uprosh3 - Uotr4 = 9.256 & Upad \cdot (1 - \rho_{1n1}) \cdot (1 - \rho_{n1n2}) \cdot (1 - \rho_{n2n1}) \cdot (1 - \rho_{n11}) &= 9.256 \end{aligned}$$

$$Uprosh := Upad \cdot \left(\frac{2 \cdot Zn1}{Z1 + Zn1} \right) \cdot \left(\frac{2 \cdot Zn2}{Zn1 + Zn2} \right) \cdot \left(\frac{2 \cdot Zn1}{Zn2 + Zn1} \right) \cdot \left(\frac{2 \cdot Z1}{Z1 + Zn1} \right) = 9.256$$

$$Upad \cdot \frac{16 \cdot Z1 \cdot Zn1^2 \cdot Zn2}{(Z1 + Zn1)^2 \cdot (Zn1 + Zn2)^2} = 9.256$$

Рисунок 3.2 – Приклад розрахунку амплітуди для кута $\theta_1 = 0$

$$\begin{aligned} Ush &:= 5 \\ Ush_otr3 &:= Ush \cdot \rho_{n2n1} = 0.946 \\ Ush_pro3 &:= Ush - Ush \cdot \rho_{n2n1} = 4.054 & Ush \cdot (1 - \rho_{n2n1}) &= 4.054 \\ Ush_otr4 &:= Ush_pro3 \cdot \rho_{n11} = 0.811 & Ush \cdot (1 - \rho_{n2n1}) \cdot \rho_{n11} &= 0.811 \\ Ush_pro4 &:= Ush_pro3 - Ush_otr4 = 3.243 & Ush \cdot (1 - \rho_{n2n1}) \cdot (1 - \rho_{n11}) &= 3.243 \\ Ush_pro &:= Ush \cdot \left[\left(\frac{2 \cdot Zn1}{Zn2 + Zn1} \right) \cdot \left(\frac{2 \cdot Z1}{Zn1 + Z1} \right) \right] = 3.243 & Ush \cdot \left[\frac{4 \cdot Z1 \cdot Zn1}{(Z1 + Zn1) \cdot (Zn1 + Zn2)} \right] &= 3.243 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{2 \cdot Zn1}{Z1 + Zn1} \right) \cdot \left(\frac{2 \cdot Zn2}{Zn1 + Zn2} \right) \cdot \left(\frac{2 \cdot Zn1}{Zn2 + Zn1} \right) \cdot \left(\frac{2 \cdot Z1}{Z1 + Zn1} \right) &\text{explicit} \rightarrow \frac{2 \cdot Zn1}{Z1 + Zn1} \cdot \frac{2 \cdot Zn2}{Zn1 + Zn2} \cdot \frac{2 \cdot Zn1}{Zn2 + Zn1} \cdot \frac{2 \cdot Z1}{Z1 + Zn1} \\ \left(\frac{2 \cdot Zn1}{Zn2 + Zn1} \right) \cdot \left(\frac{2 \cdot Z1}{Zn1 + Z1} \right) &\text{explicit} \rightarrow \frac{2 \cdot Zn1}{Zn2 + Zn1} \cdot \frac{2 \cdot Z1}{Zn1 + Z1} \text{ simplify} \rightarrow \frac{4 \cdot Z1 \cdot Zn1}{(Z1 + Zn1) \cdot (Zn1 + Zn2)} \end{aligned}$$

Рисунок 3.3 – Приклад розрахунку амплітуди шуму для кута $\theta_1 = 0$

3.3 Моделювання методів

За формулами описані в розділах 2.2, 2.3 та 3.2 було створено програму.

За вхідні дані приймаємо діелектричну проникність трьох середовищ, зовнішній та внутрішній радіус тари, радіус кола від центру до джерела випромінювання.

На виході ми отримуємо графіки залежності амплітуди сигналу від просторової координати (рис 3.4).

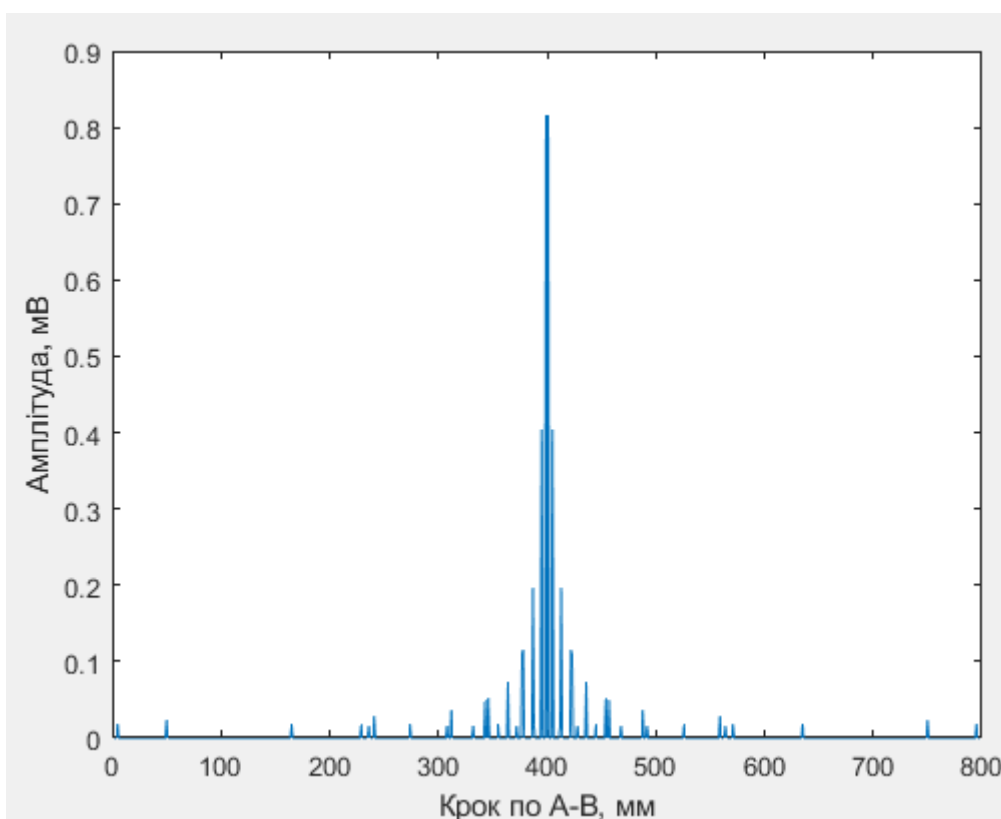


Рисунок 3.4 – Результат роботи програми

3.3 Обробка результатів

Відповідно до методики, що описана в розділі 1.4 з цих результатів ми можемо визначити матеріал з якого виготовлена тара. Для цього необхідно

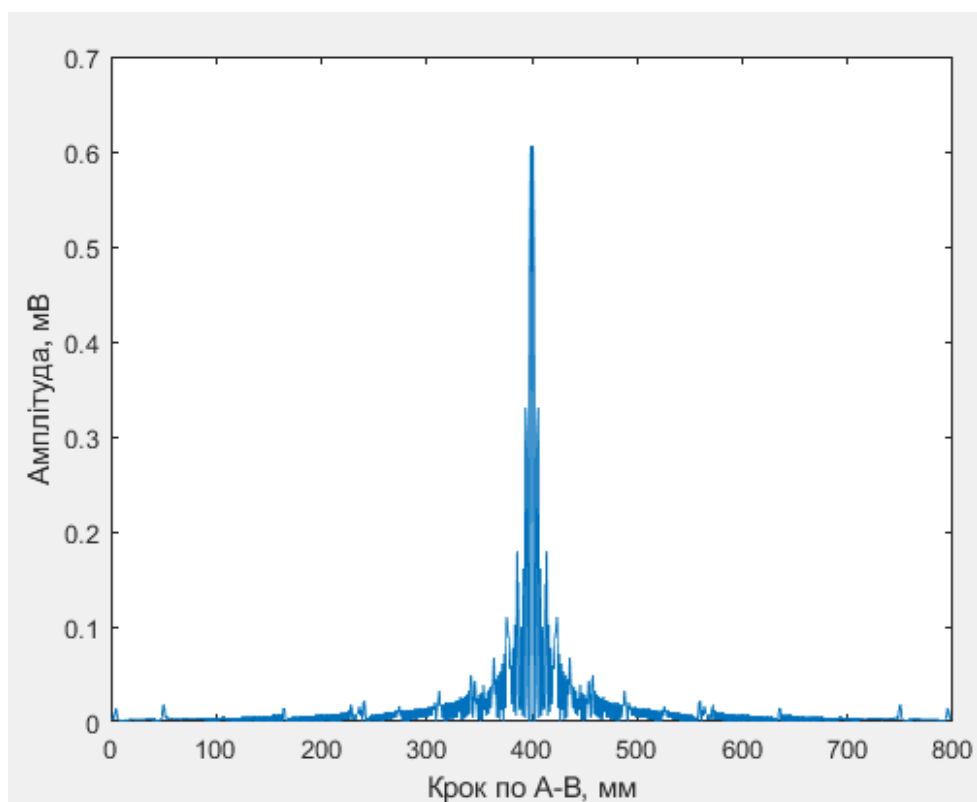
порівняти амплітуду сигналу(центральный пік), на який основним чином впливають параметри рідини з шумовою амплітудою(бокові піки). Чим більша ця величина тим менша діелектрична проникність тари. Далі наведені приклади визначення матеріалу тари цим методом.

Так як створена модель має певні припущення та спрощення, в саме обмежену кількість променів, то для наглядності будемо поряд з графіками точкових амплітуд використовувати графіки з приблизним розподілом амплітуди[17-18].

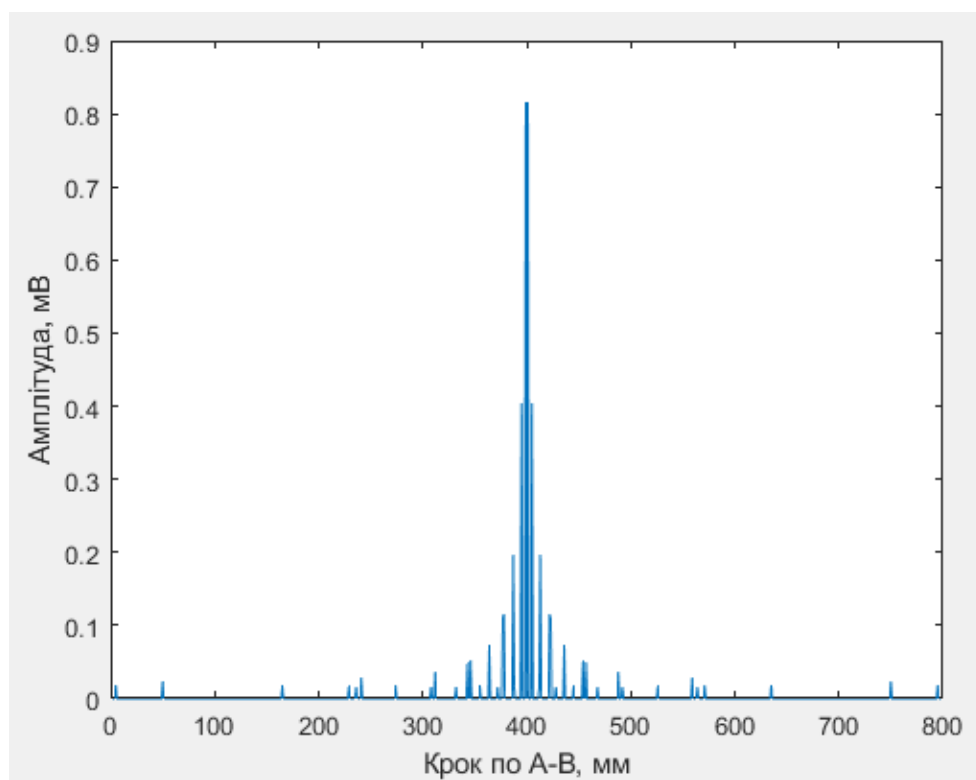
У випадку пластикової тари ми отримуємо графік(рис. 3.5) та співвідношення амплітуд $\frac{U_a}{U_{ш}} = 11.45$. Діелектрична проникність пластику $\epsilon=1.5...2$

У випадку тари, що виготовлена з прозорого скла ми отримуємо графік(рис. 3.6) та співвідношення амплітуд $\frac{U_a}{U_{ш}} = 0.9996 \approx 1$. Діелектрична проникність прозорого скла $\epsilon=4...5$

У випадку тари, що виготовлена з зеленого скла ми отримуємо графік(рис. 3.7) та співвідношення амплітуд $\frac{U_a}{U_{ш}} = 0.1244$. Діелектрична проникність зеленого скла $\epsilon=8...10$.



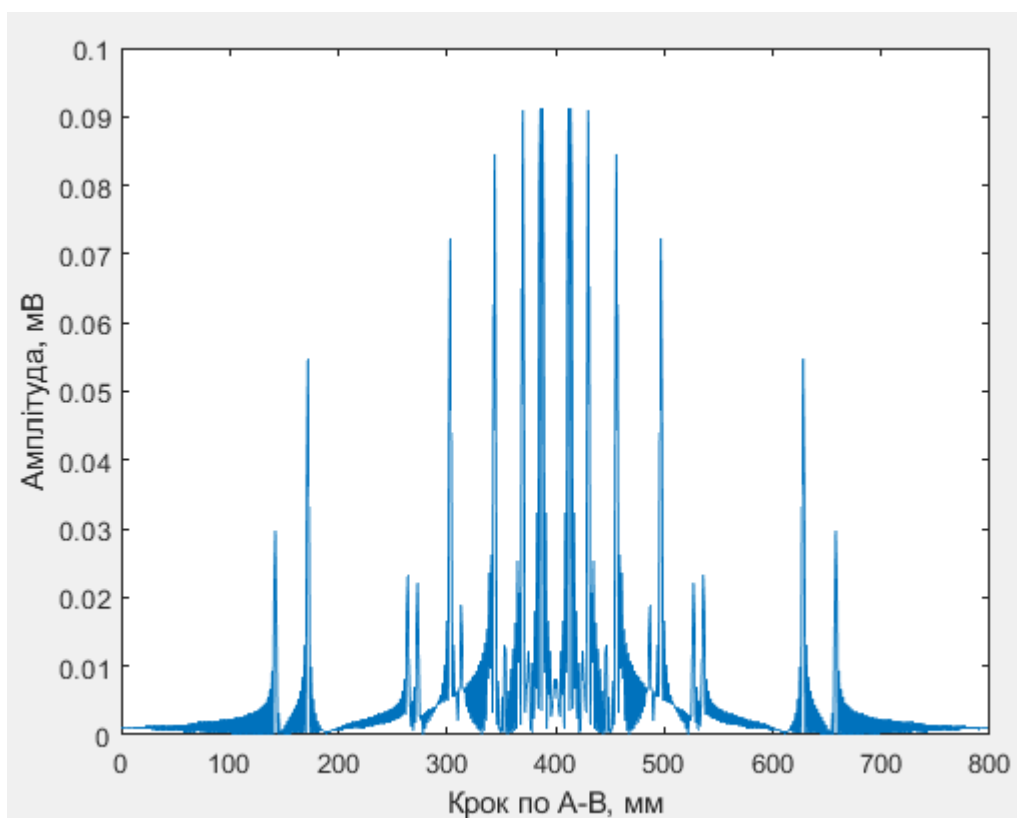
а



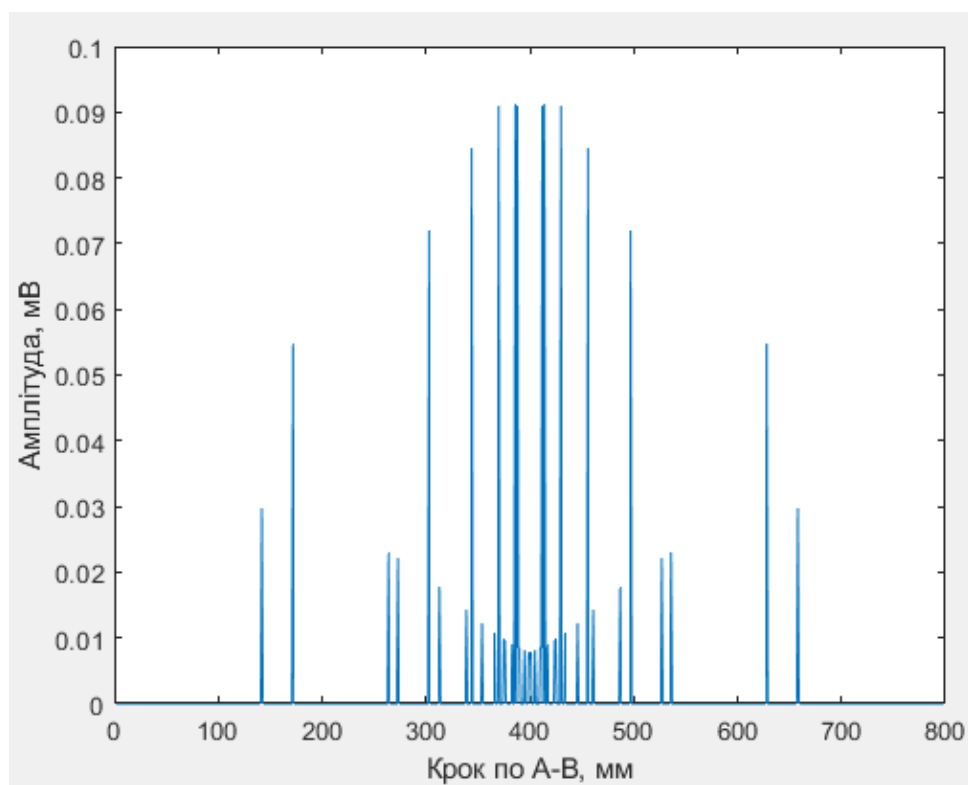
б

Рисунок 3.5 – Сигнал для випадку коли тара пластикова:

а – лінія, що огинає значення амплітуди; б – значення амплітуди на прямій А–В;

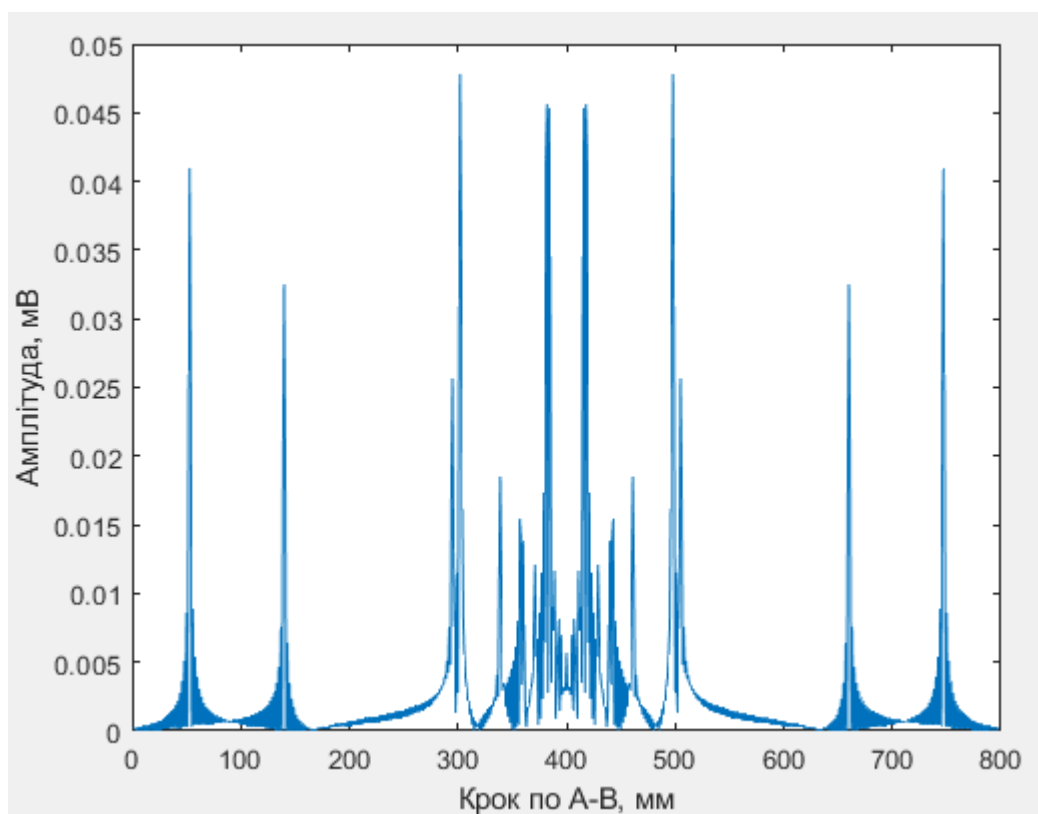


а

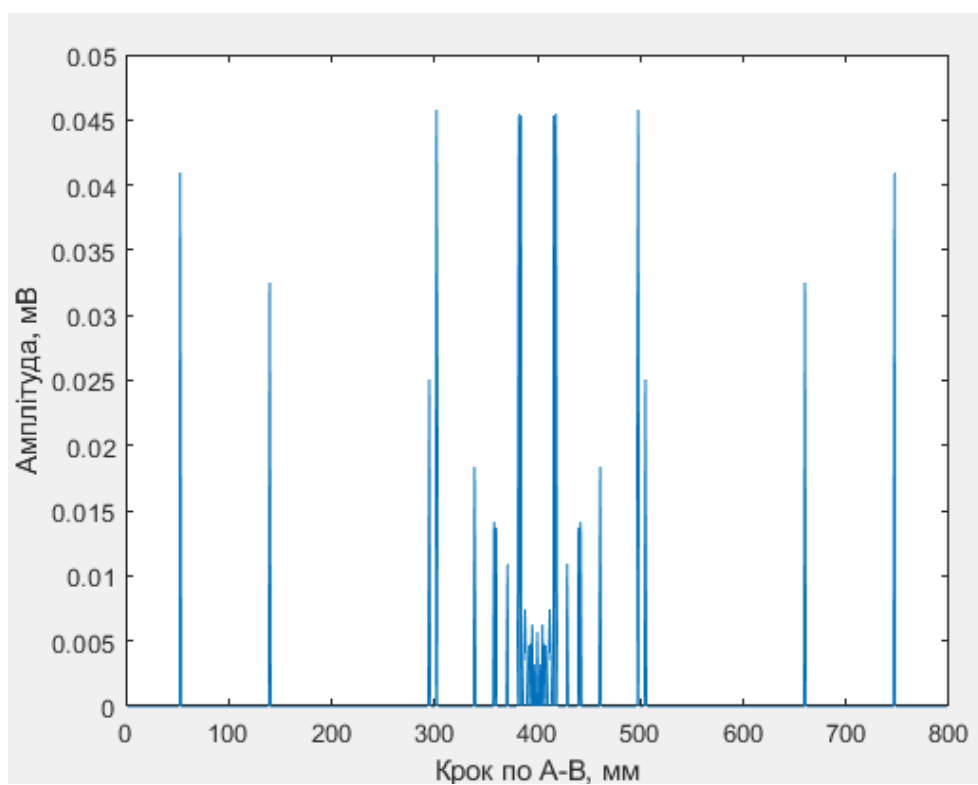


б

Рисунок 3.6 – Сигнал для випадку коли тара виготовлена з прозорого скла:
а – лінія, що огинає значення амплітуди; б – значення амплітуди на прямій А-В;



а



б

Рисунок 3.7 – Сигнал для випадку коли тара виготовлена з зеленого скла:
а – лінія, що огинає значення амплітуди; б – значення амплітуди на прямій А–В;

Підсумувавши результати було побудовано графік залежності співвідношення амплітуд від діелектричної проникності матеріалу. Використовуючи додаток в програмному середовищі Matlab – Curve Fitting можемо отримати наближену формулу цієї кривої і її коефіцієнти а саме:

$$y(x) = a \cdot x^b + c,$$

де $a = 53.38$, $b = -2.61$, $c = -0.051$.

Або для нашого випадку:

$$\frac{U_a}{U_{ш}} = a \cdot \varepsilon^b + c$$

Виразити аналітично ε можливо, але не є доцільним, формула виходить дуже громіздка, тому зручніше знаходити ε вже за відомих U_a та $U_{ш}$. Приклад розрахунку на рис. 3.9.

`a := 53.38 b := -2.61 c := -0.051 U1 := 0.8158 U2 := 0.0712`

$$a \cdot \varepsilon^b - \frac{U1}{U2} \text{ solve, } \varepsilon \rightarrow \begin{pmatrix} 1.8032004557599228311 \\ -1.3385857910759591402 + 1.2081887119081778951i \\ -1.3385857910759591402 - 1.2081887119081778951i \end{pmatrix}$$

Рисунок 3.9 – Приклад розрахунку

Також було змодельовано метод кругових діаграм, що описаний в підрозділі 1.5, результати були проаналізовані за допомогою Matlab – Curve Fitting (рис. 3.10), отримано наближену формулу що описує криву залежності відстані між боковими піками від діелектричної проникності матеріалу.

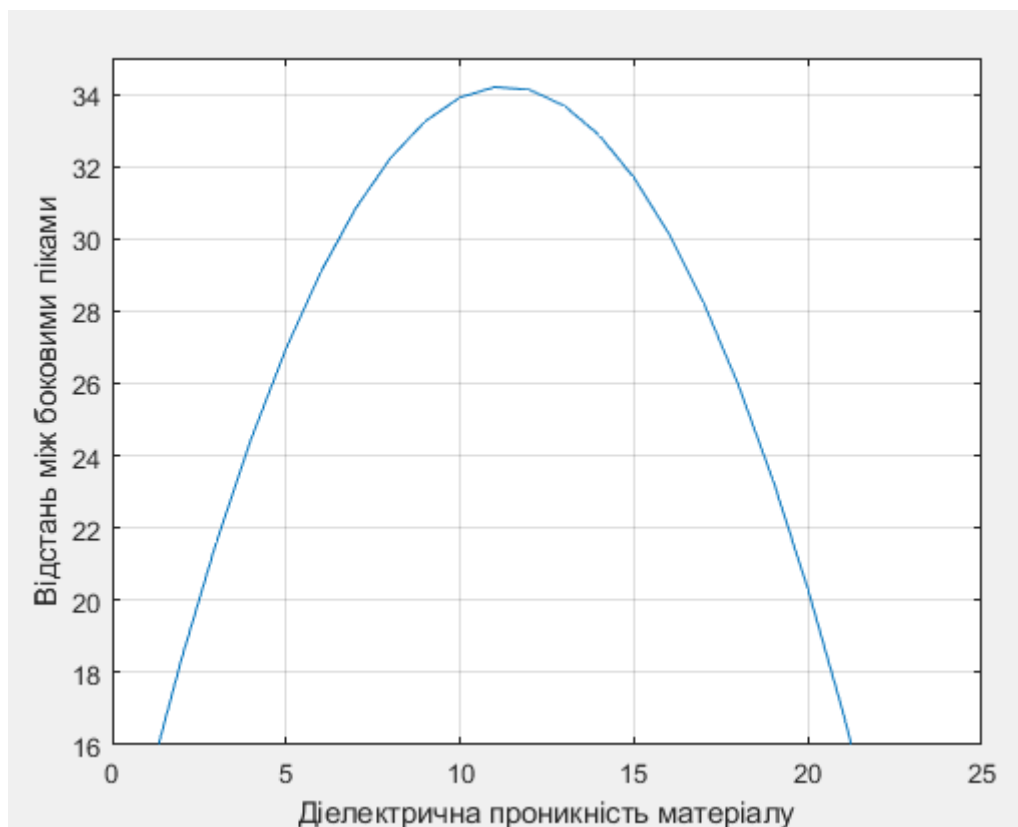


Рисунок 3.10 – залежність відстані між боковими піками від діелектричної проникності матеріалу тари

3.4 Висновки до розділу 3

Результати перевірки методів ідентифікації тари, за допомогою математичної моделі показали, що в такий спосіб ми можемо отримати дані про фізико-хімічні властивості тари, а саме її діелектричну проникність. По цьому параметру ми можемо класифікувати матеріал з якого вона виготовлена. В роботі розглянуто три види матеріалу – пластик, прозоре скло, зелене скло. При наявності більшої кількості експериментальних вимірювань ми зможемо перевірити ці методи і для інших типів матеріалів.

ВИСНОВКИ

Результати роботи дозволяють зробити наступні висновки:

Відмінності в типах тари, що є зовнішнім шаром двошарової діелектричної лінзи, впливають на її квазіоптичні властивості і отже на формований тепловий портрет об'єкту.

За відмінностями теплового портрету можна визначити деякі параметри тари, а саме діелектричну проникність та за цим параметром віднести її до певного класу матеріалів.

Геометрична оптика не відображає фізичної природи електромагнітних коливань, як це робить хвильова теорія (фізична оптика), а є лише зручним математичним апаратом для опису поширення хвилі через оптичну систему.

Теплові портрети можна умовно розбити на три області, а саме центральний пік та два бокових піки. На центральний пік основним чином впливає рідина всередині тари, а на два бокових піки впливають параметри тари.

Розроблена математична модель експерименту в достатній мірі відображає реальні дані, та може бути використана для первинної перевірки методів ідентифікації.

Перевірка методів за допомогою математичної моделі показала, що обидва методи можуть бути використані для дистанційної ідентифікації тари.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Павлюченко, А. В. Дистанционная идентификация жидкости в закрытой диэлектрической емкости в миллиметровом диапазоне длин волн. 1. Принципиальная возможность / А. В. Павлюченко, П. П. Лошицкий, А. И. Шеленговский, В. В. Бабенко // Известия вузов. Радиоэлектроника. – 2017. – Т. 60. – № 10. – С. 547.
2. Серебряков, С. Г. Элементы квантовой, атомной и ядерной физики : учеб. пос. / С. Г. Серебряков – К. : Российский национальный исследовательский университет нефти и газа им. И. М. Губкина, 2013. – 3 с.
3. Павлюченко, А. В. Дистанционная идентификация жидкости в закрытой диэлектрической емкости в миллиметровом диапазоне длин волн. 4. Многочастотное сканирование / А. В. Павлюченко, П. П. Лошицкий, А. И. Шеленговский, В. В. Бабенко // Известия вузов. Радиоэлектроника. – 2018. – Т. 63. – № 3. – С. 213–225
4. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика. Статистическая физика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – Ч.1. – Т.5. – М. : Наука, 1974. – 584 с.
5. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – Т.8. – М. : Наука, 1982. – 620 с.
6. Планк, М. Теория теплового излучения : Пер. с нем. 2-е изд., стер. – М. : КомКнига, 2006. – 208 с.
7. Рытов, С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч.1. Случайные процессы. – М. : Наука, 1966. – 404 с.
8. Рытов, С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч.2. Случайные поля / С. М. Рытов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский ; под. ред. С. М. Рытова. – М. : Наука, 1978. – 464 с.
9. Климантович, Ю. Л. Статистическая физика : учеб. пос. / Климантович Ю. Л. – М. : Наука, 1982. – 608 с.

10. Левич, В. Г. Курс теоретической физики. Т.1. Теория электромагнитного поля. Теория относительности. Статистическая физика. Электромагнитные процессы в веществе. 2 –е изд., перераб. / В. Г. Левич – М. : Наука, 1969. – 911 с.
11. Левин, М. Л. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике / М. Л. Левин, С. М. Рытов. – М. : Наука, 1967. – 307 с.
12. Лоудон, Р. Квантовая теория света : Пер. с англ. / Лоудон Р. – М. : Мир, 1986. – 488 с.
13. Мандель, Л. Оптическая когерентность и квантовая оптика / Л. Мандель, Э. Вольф. – М. : Наука, 2000. – 896 с.
14. Тихонов, В. И. Статистическая радиотехника. 2-е изд., перераб. и доп./ В. И. Тихонов. – М. : Радио и связь. 1982. – 624 с.
15. Чандрасекар, С. Перенос лучистой энергии / С. Чандрасекар.– М. : Изд-во иностр. лит., 1953. – 432 с.
16. Зелкин, Е. Г. Линзовые антенны / Е. Г. Зелкин, Р. А. Петрова. – М. : Сов. радио, 1974. 280 с.
17. Бендат, Лж. Измерение и анализ случайных процессов / Лж. Бендат, А. Пирсол. – М. : Мир. 1974. – 340 с.
18. Пассивная радиолокация: методы обнаружения объектов / Под ред. Р. П. Быстрова и А. В. Соколова. – М. : Радиотехника, 2008. – 234 с.